

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR-855

二次元超音速ノズル内の非定常流れ場

阿 部 登

1985年4月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

二次元超音速ノズル内の非定常流れ場*

阿 部 登**

Non-Steady Flow Field of Two-Dimensional Supersonic Nozzles

By
Noboru ABE

ABSTRACT

The non-steady flow field of an impulsively started two dimensional nozzle was investigated, using double exposure interferometry. Two straight nozzles, one with a sharp-edged throat and the other with a rounded throat, were inserted into a 60mm × 150mm cross sectional shock tube. Incident shock Mach numbers were 2.0 and 2.4 in air. Continuous monitoring of wave interactions, incident shock, secondary shock, Mach stem, and, slip line, were also carried out using a streak camera technique. Time-wise development of the density distribution of the whole flow field showed a detailed structure of the starting process and the wave interactions. The steady flow field upstream of secondary shock obtained by the experiment was compared with a numerical calculation using a finite difference method with a shock capturing procedure. Very good agreement between them was obtained. Double exposure holographic interferometry provides a useful tool for generating a gas dynamic data base for evaluation of numerical calculations.

1. まえがき

ロケットエンジンの高空性能を地上で模擬するにはエンジンとディフューザを併せた零二次流エゼクタが良く用いられる。このようなシステムでは、エンジンの点火後、燃焼室圧力が急速に上昇し、ノズルおよびディフューザがスタートする。この始動過程で、時として薄肉ノズルが破損するなど重要な問題があり、これに関連するノズル/ディフューザ系の非定常の流れ場は、複雑な衝撃波の干渉過程を含み、解明すべき未知な点が多い。これらが明らか

になれば、上記の高空模擬試験装置への応用の他に、ガスダイナミックレーザの始動過程の解明あるいは、大型ロケット打上げ時のエンジン噴流と煙道の干渉による、空力的振動問題等への応用も考えられる。ノズル/ディフューザ系の始動問題を取り扱うには、ノズルの始動過程とノズル内の流れの詳細を知ることが先ず第1に必要である。

本研究ではノズル内の高速流を、衝撃波管内の拡大流路内で作られる一様流で模擬し、二重露光ホログラフィ干渉計法を用いて観察した。それにより、二次元ノズル内の非定常流れ、さらに定常流れでの密度、圧力、速度分布等のノズル特性を明らかにした。また、このような実験方法は、ノズルの数値計

* 昭和60年1月30日受付

** 角田支所

算法の精度に対する、実験的裏付けを得るのに有効であることを示した。

使用記号

- BS: ビームスプリッタ
- f: 焦点距離
- IS: 入射衝撃波
- K: Gladstone-Dale 定数
- l: 測定部の奥行き
- L: レンズ
- M: ミラー
- M_S: 入射衝撃波のマッハ数
- MS: マッハシステム
- N: 縞次数
- P: 圧力
- R: 半径
- RS: 反射衝撃波
- SL: 滑り線
- SS: 二次衝撃波

- t: 時間
- T: 温度
- X: 距離
- γ: 比熱比
- ρ: 密度
- λ: レーザ光の波長

2. 実験装置及び実験方法

2.1 実験装置

実験は東北大学高速力学研究所、圧力型衝撃波管を用いて行った。

衝撃波管は高圧室長1.4 m, 低圧室長6 m, 断面積60 mm×150 mm, 観測部視野150 mm×250 mm。高圧室と低圧室を分ける隔膜は、厚さ0.188 mmのポリエステルフィルムを用いた。試料気体は空気(γ=1.4), 高圧室駆動気体はヘリウムガスである。本実験は上記の衝撃波管を用いて、衝撃波マッハ数2(低圧室圧約26.6 KPa)と2.4(低圧室圧約13.3 KPa)について行った。

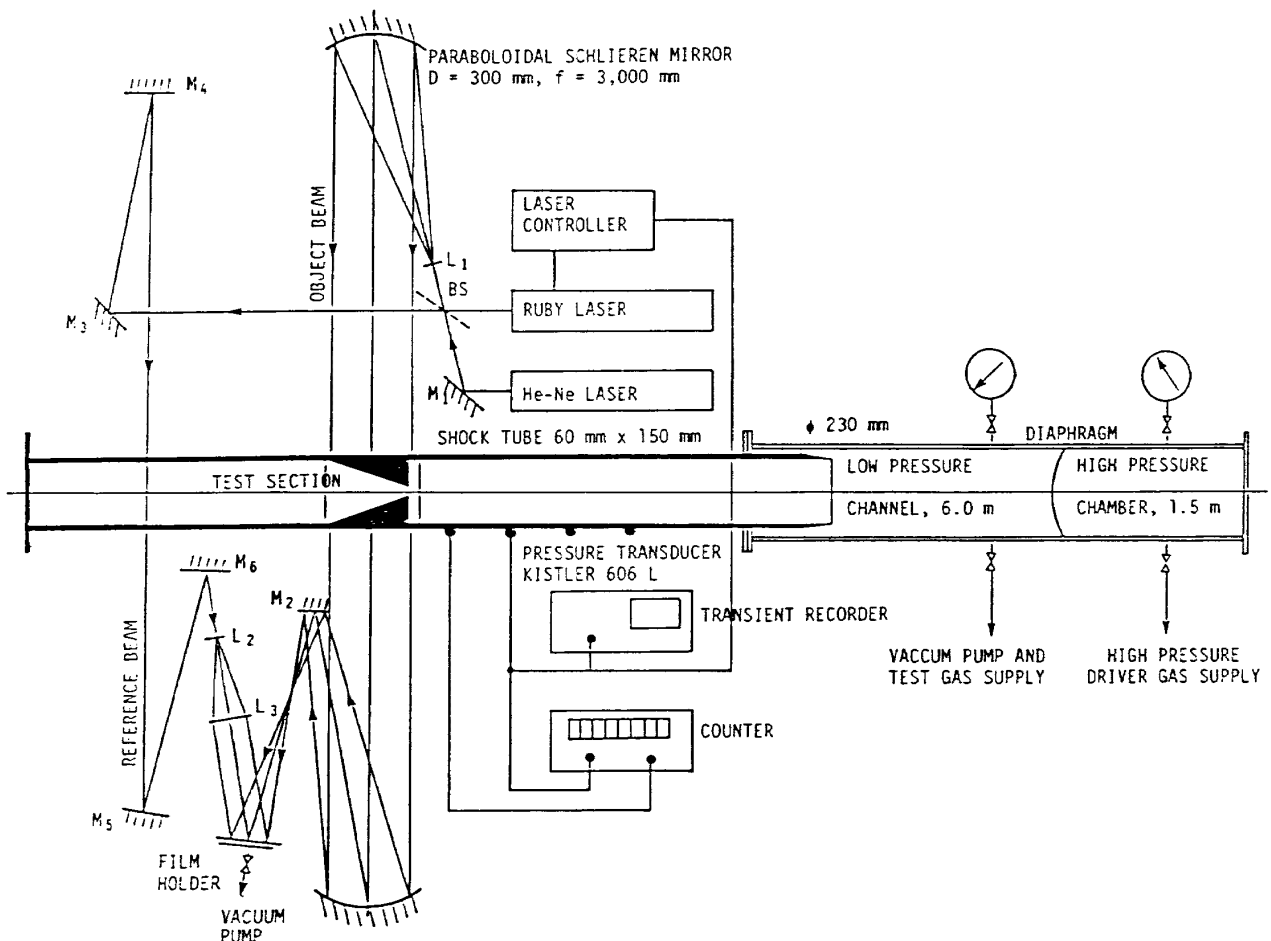


図1 二重露光ホログラフィ干渉計法光学系

図1に実験に用いた、二重露光ホログラフィ干渉計法の光学系を示す。測定部前方には4個の圧力変換器(Kistlerモデル603A, 606L)を取り付け、その出力より衝撃波速度の決定と、遅延回路を経て、ルビーレーザーの起動を行った。

光学系は一对の放物面鏡($\phi 300\text{mm}$, 焦点距離 3m)を基本として、ビームスプリッターBS(透過率40%)で目的光と参照光とを分けている。目的光と参照光との光路長は、平面鏡を微動させてその差が最小となるよう調整した。図1のHe/Neレーザーは、光軸調整のために使用するもので、最初にこのレーザーにより光軸調整を行い、最終的にルビーレーザーを用いて光軸を合わせた。目的光側の配置は影写真の光学系であり、得られたイメージホログラムは影写真の特徴も含んでいる。従って撮影した衝撃波の位置の確認、あるいは、その背後の流れの確認等は、再生の過程を待つことなく判定できる。二重露光ホログラフィ干渉計法では、現象の前後で目的光と参照光の波面の傾き角をわずかに変化させ露光すると、有限干渉縞が現われる。本実験では、参照光側レンズL3を二重露光の間に光軸に対して、レンズの中心を平行移動するように微動させ縞間隔及び方向を制御し、有限干渉縞を得ている。ホログラフィ干渉計法は光学素子の質には比較的鈍感である。そのため、この方法にはレンズ、観測窓ガラス等に高い精度が要求されるマッシュェンダ干渉計法に比べて眼鏡レンズやアクリル樹脂の窓ガラスを使用出来ると言う大きな利点がある。

本実験で用いたフィルムは、Agfa Gevaert社の10E75, $100\text{mm} \times 125\text{mm}$ のシートフィルム(公

称解像力 3200本/mm)である。このシートフィルムは、フィルム支持台に真空吸引方式により固定される。得られたホログラムの再生にはアルゴン・イオンレーザー、ならびにSS級シートフィルム $100\text{mm} \times 125\text{mm}$ を用いた。

図2に実験に用いた、供試モデルを示す。衝撃波管内に拡大流路、すなわち二次元ノズルを作るように挿入される。そのスロート部に丸みのある供試体は、スロート半径 $R=7.5\text{mm}$, 入口幅 14mm , 出口幅 150mm (断面積比 10.7), 開口角 15 度(モデルA)。スロート部に丸みのない供試体は鋭角のスロート $R=0\text{mm}$, を持ちその他の寸法はモデルAと同一形状である(モデルB)。モデルAの壁面には、2個の圧力変換器(Kisterモデル606L)が取り付けられている。これは衝撃波通過後の定常流れでの圧力測定とこれよりノズル内の密度分布を求めるのに使用した。圧力変換器はテフロン製支持部で防振している。圧力変換器のノズル壁面への取り付けには、流れが乱されないように、細心の注意を払った。ノズル入口に取り付けた圧力変換器は、よどみ圧を測定する。

2.2 実験方法

二次元ノズル内の非定常流れ場と始動後の定常流れ場を、Qスイッチ付ルビーレーザー(パルス幅約 25nsec)を光源とし、二重露光ホログラフィ干渉計法により観測した。入射衝撃波を任意の位置に捕え撮影するために、第1図の測定部前方4箇所です圧力を検知しその中の1つを信号とし、遅延回路を経て、ルビーレーザーを起動させた。

ホログラフィ観測とは別に、ノズル内の非定常流れ場の入射衝撃波や二次衝撃波は、Ima-Con高速カメラ(John-Hadland Type 790)のストリークモード(ストリーク速度 $0.143\text{mm}/\mu\text{s}$, $0.167\text{mm}/\mu\text{s}$)で連続的に観察した¹⁾。ノズルの中心軸に幅 0.5mm スリットを配置し、イメージ・ローテータを用いてスリット像を 90 度回転させ高速カメラで観測した。この時の光源にはアルゴン・イオンレーザーを使用し、光学系の組み合わせはシュリーレン系を用いた。

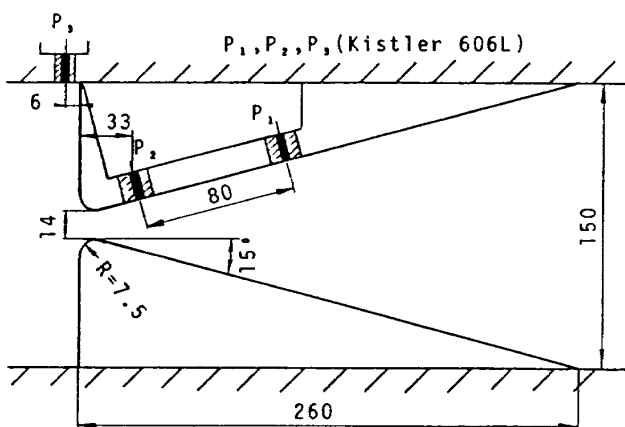


図2 供試体(モデルA)

3. 密度分布の求め方

二重露光ホログラフィ干渉計法の二回の露光の間に現われる媒体の密度変化は、その屈折率の変化による光路長の変化に対応する。得られた干渉縞あるいはその移動量は、マッハツェンダ干渉計法で得られるそれと同じ等密度分布を示す。二次元流れにおいて得られた干渉縞写真の縞次数変化 N は、次式で与えられる。

$$N = \frac{lK}{\lambda} |(\rho_0 - \rho)| \quad (1)$$

ここに l は測定部の奥行き($l=60\text{mm}$)、 K はGladstone-Dale定数($K=0.225\text{cm}^3/\text{g}$, 空気)、 λ はレーザー光の波長($\lambda=694.3\text{nm}$)、 ρ_0 は初期密度、 ρ は決定すべき密度である。

無限干渉縞写真の場合、(1)式で N が整数となる所が等密度線に対応し、黒い線ないし帯となって現われる。本実験において縞次数変化($N=1$)に対する密度変化は、 $5.143 \times 10^{-5} \text{g/cm}^3$ である。有限干渉縞写真では、二回露光の間に密度変化がない時には、平行等間隔な縞が現われ、密度変化を伴う現象では、それに対応して縞の間隔、位置が変化する。図3にその例を示す。

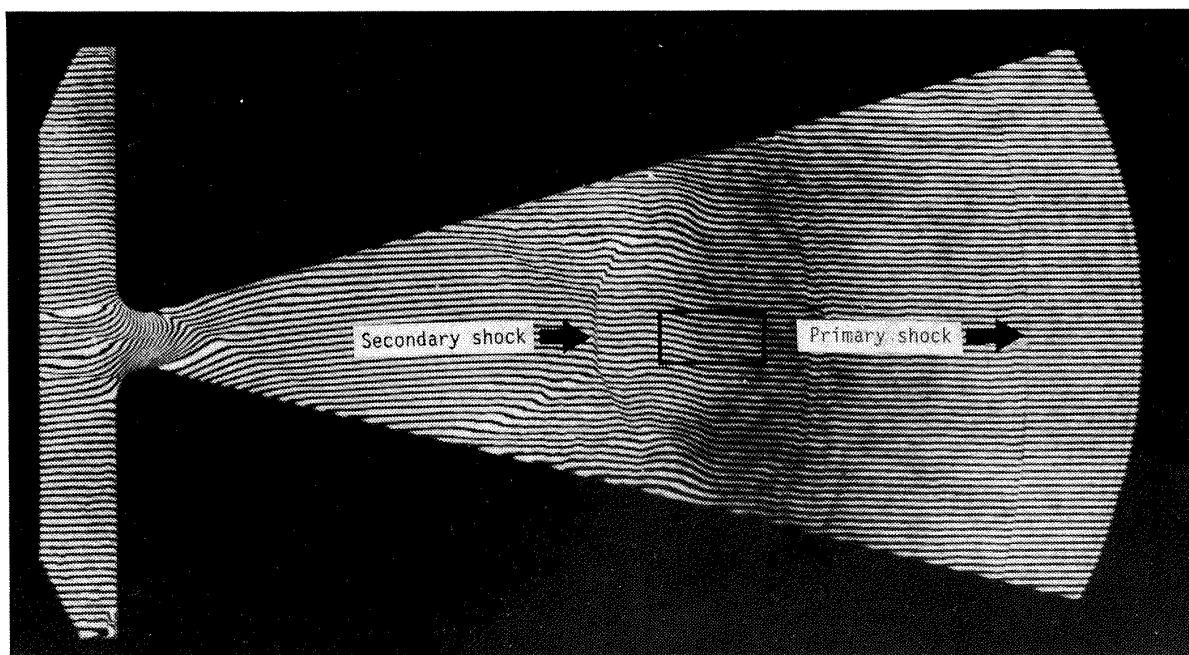


図3 有限干渉縞写真

図4において具体的な密度の求め方を示す。図中の破線は、入射衝撃波前方の密度変化のない場所における水平等間隔縞を延長したもので、 d はその間隔である。図において任意の二点間の密度差は、同一の干渉縞上のA、B点の縞の変化量を Nd とし、 N を測定すれば、(1)式よりこの二点間の密度差が決定される。図中の破線と実線の交点のa群とb群は、(1)式の N が整数となる点である。この点を結べば無限干渉縞写真の等密度線を描くことができる。a点とb点の密度差は、(1)式で $N=1$ の時の値に対応する。ノズル内の密度は、このような方法をスロート部まで繰り返して決定した。

入射衝撃波前後の密度、圧力、温度の関係は、以下のランキン・ユゴニオの関係式²⁾から求める。

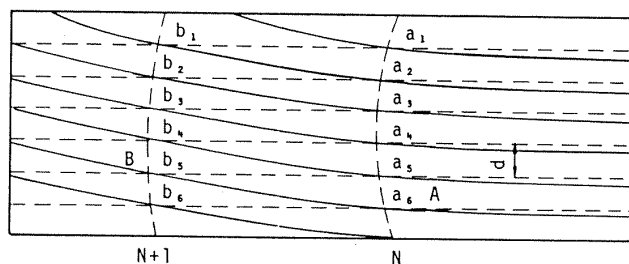


図4 密度の求め方、説明図

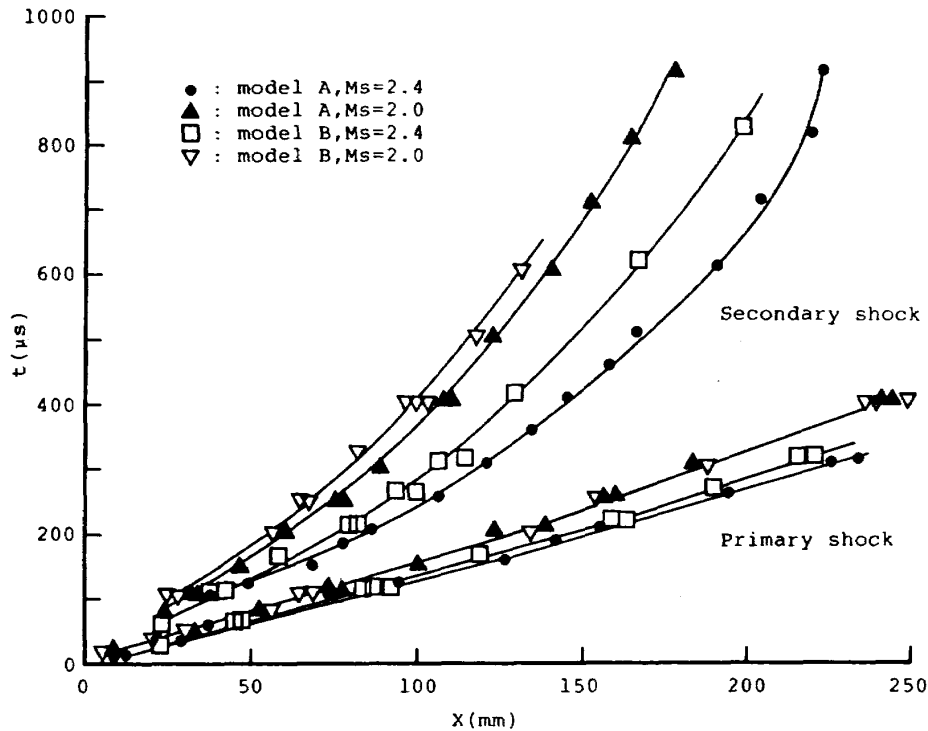


図5 ノズル内を伝播する入射衝撃波の速度の変化

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)M_s^2}{2 + (\gamma - 1)M_s^2} = \left[1 - \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M_s^2} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} M_s^2 + \frac{1 - \gamma}{\gamma + 1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_s^2 - 1) \quad (3)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{[2 + (\gamma - 1)M_s^2][2\gamma M_s^2 - (\gamma - 1)]}{(\gamma + 1)^2 M_s^2} \quad (4)$$

式(2), (3), (4)の ρ_1 , P_1 , T_1 は、入射衝撃波前方の密度、圧力、温度であり、 M_s は入射衝撃波マッハ数である。このマッハ数は、入射衝撃波のノズル内の位置の時間変化から実験的に求める。図5にノズル内での入射衝撃波と二次衝撃波の速度変化を示す。

4. 結果及び考察

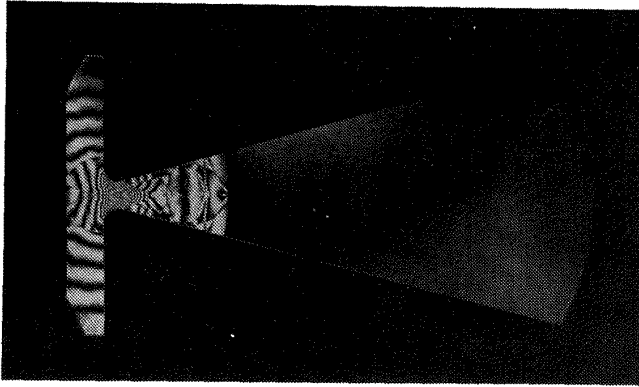
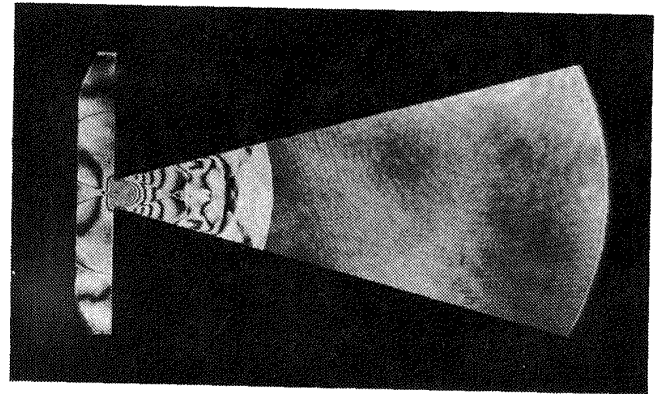
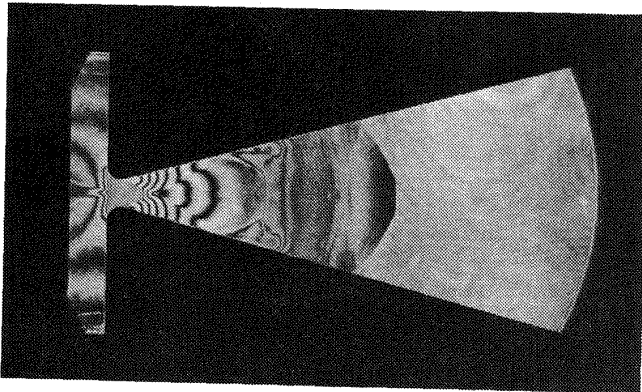
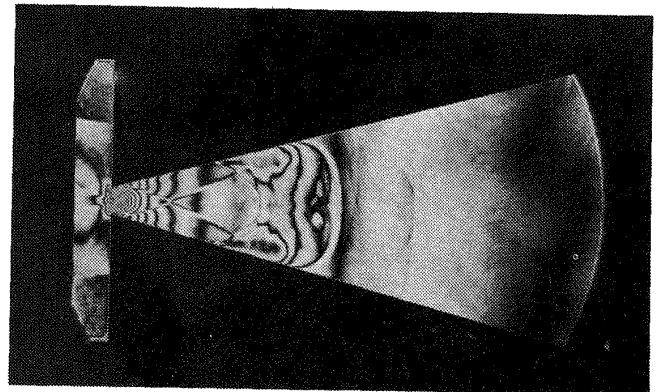
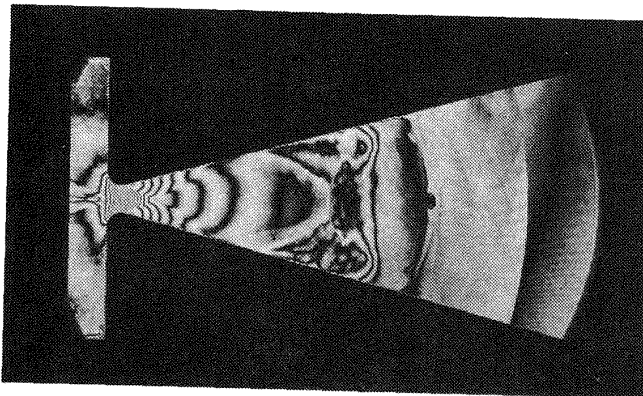
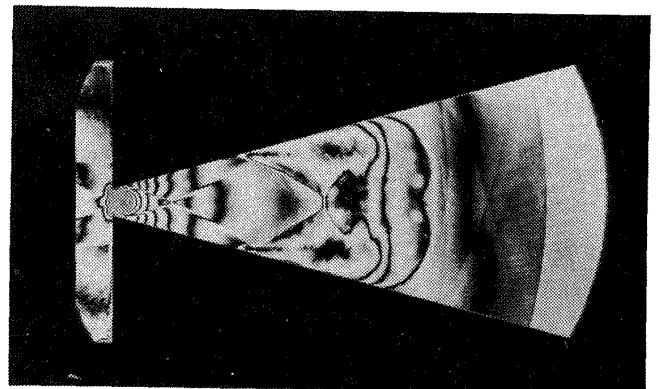
4.1 非定常流れ

ノズル内の非定常流れを明らかにするためには、各時間における流れ場の詳細を知らなければならない。流れ場の密度分布、入射衝撃波の強さが分かれば流れ場のすべてがわかる。本研究では、干渉縞写

真と入射衝撃波強さの時間変化の測定から密度分布を求めた。

非定常流れ場では、スロート形状がそれぞれ異なるモデルAとモデルBについて、その流れにかなりの違いがあることが明らかである。無限干渉縞写真をモデルAについて図6(a)~(c)に、また、モデルBについて図7(a)~(c)に示す。図6及び図7において、スロート部での入射衝撃波のマッハ数は、共に2.4である。時間経過は、衝撃波がノズル入口にある時を基準とする。図6で、スロート近傍の干渉縞分布は時間経過にほぼ無関係で、ここでは定常流れが存在する事が示されている。

図6, 図7において、入射衝撃波はノズル内を伝播すると共に減衰し、その背後には接触不連続面と二次衝撃波が現われる。これはH.O.Amann³⁾の実験結果を確認する。準一次元理論の示すところとは異なり、この接触不連続面は複雑な二次元的構造を持ち、渦の巻き上がりも観察される。二次衝撃波は、このような減衰する入射衝撃波背後の非定常流れと、スロート部から発達する定常流れとを区切る不連続面である。この二次衝撃波も著しい二次元的な構造を示す。二次衝撃波は、後にストリーク撮影法の観測でも分かるように、入射衝撃波より遅く入射衝撃

(a) $t=108\mu s$ (a) $t=116\mu s$ (b) $t=208\mu s$ (b) $t=216\mu s$ (c) $t=308\mu s$ (c) $t=316\mu s$ 図6 無限干渉縞写真 モデルA ($M_S=2.4$)図7 無限干渉縞写真 モデルB ($M_S=2.4$)

波の後ろを追う。従って、この流れ場は二次衝撃波固定座標系から、全体の流れを観察すれば、スロート部を通る超音速流れが二次衝撃波を横切って、その背後で亜音速となることで了解できる。この時、二次衝撃波背後の圧力は、スロートから発達する境界層内のよどみ点圧より高いので、その結果、二次衝撃波の壁に接する部分の形は典型的な衝撃波と境界層との非定常な干渉のパターンを示す⁴⁾。

一方、入射衝撃波がノズルスロート部を通過する時その背後の回折する衝撃波の様相は、ノズルスロートの形状により異なる。モデルAでは、回折する

衝撃波は直ちに減衰するが、モデルBでは、それは、斜め衝撃波となって留る。

このように、ノズルの始動過程とその後に形成される定常流れに、スロート部の形状は重要な役割を果たす。図8には、スロート部を通る衝撃波の正常反射からマッハ反射への遷移を示した。このような現象の基本的な理解は文献1に述べられている。

図9と図10に、ランキン・ユゴニオの関係式と干渉縞写真から求めた密度比分布を示す。図9と図10はそれぞれ無限干渉縞写真の図6(a)~(c)と図7(a)~(c)に対応する。縦軸は入射衝撃波前方の密度に対す

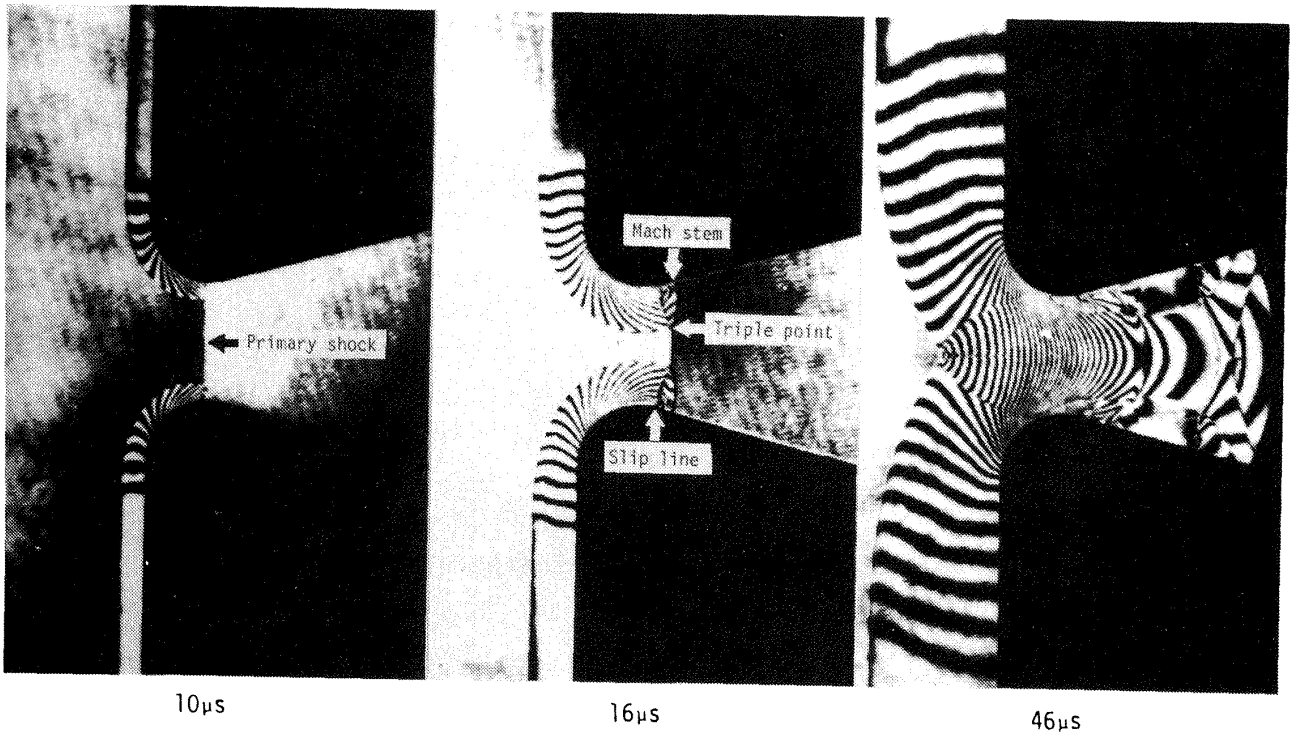


図8 遷移過程 ($M_s = 2.4$)

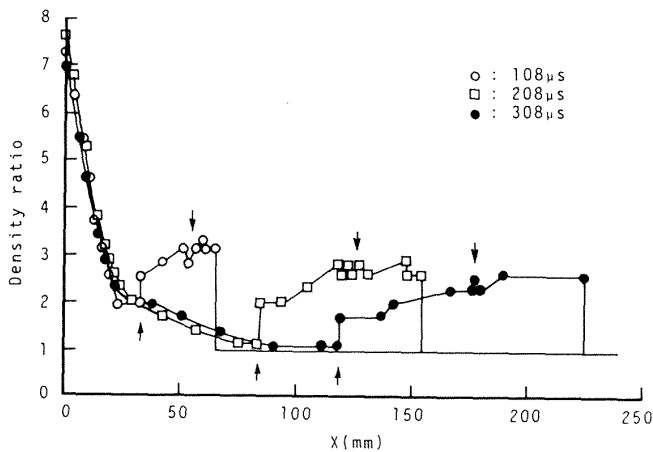


図9 密度比分布 モデルA ($M_s = 2.4$)

る、ノズル中心軸に沿う密度の比であり、横軸はノズル入口からの距離である。図からも二次衝撃波（矢印↑）通過後、ノズルスロート部付近から定常流れになることがわかる。入射衝撃波は時間の経過に伴って減衰し明瞭とは言えないが、写真で観測される渦を伴う接触不連続面がわかる、（矢印↓）。

4-1-1 ストリーク写真

ノズルの中心軸においた、幅の狭いスリットを通して流れ場の時間変化を観察する、いわゆるストリーク写真により、入射衝撃波 (IS) の減衰の過程や二次衝撃波 (SS) の発生を観察する。無限干渉縞写真による非定常流れ場の瞬時の記録と比べ、ストリーク写真により連続的に現象を観測することは、非常に有効な方法である¹⁾。

図11にストリーク写真、モデルA、 $M_s = 2.4$ の例を示す。ストリーク写真にはそのスケッチと無限干渉縞写真を添える。ストリーク写真は縦軸がノズル入口から出口までの距離であり、横軸が時間である。図において黒い帯となって現われている所が、ノズルスロート部の密度変化の著しい部分である。ノズル入口で IS は正常反射からマッハ反射へと遷移する。この時反射衝撃波 (RS) はノズル上下壁方向

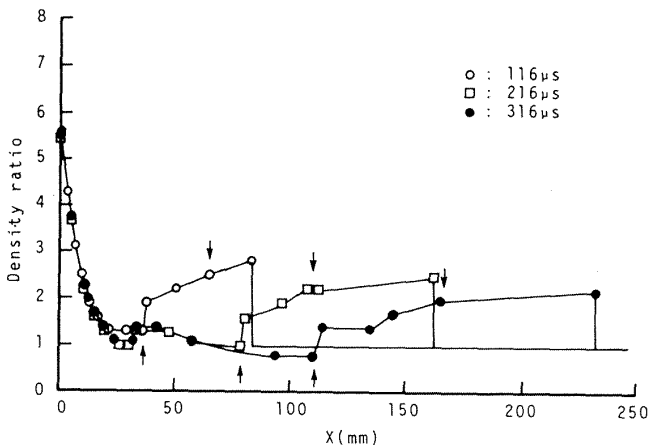


図10 密度比分布 モデルB ($M_s = 2.4$)

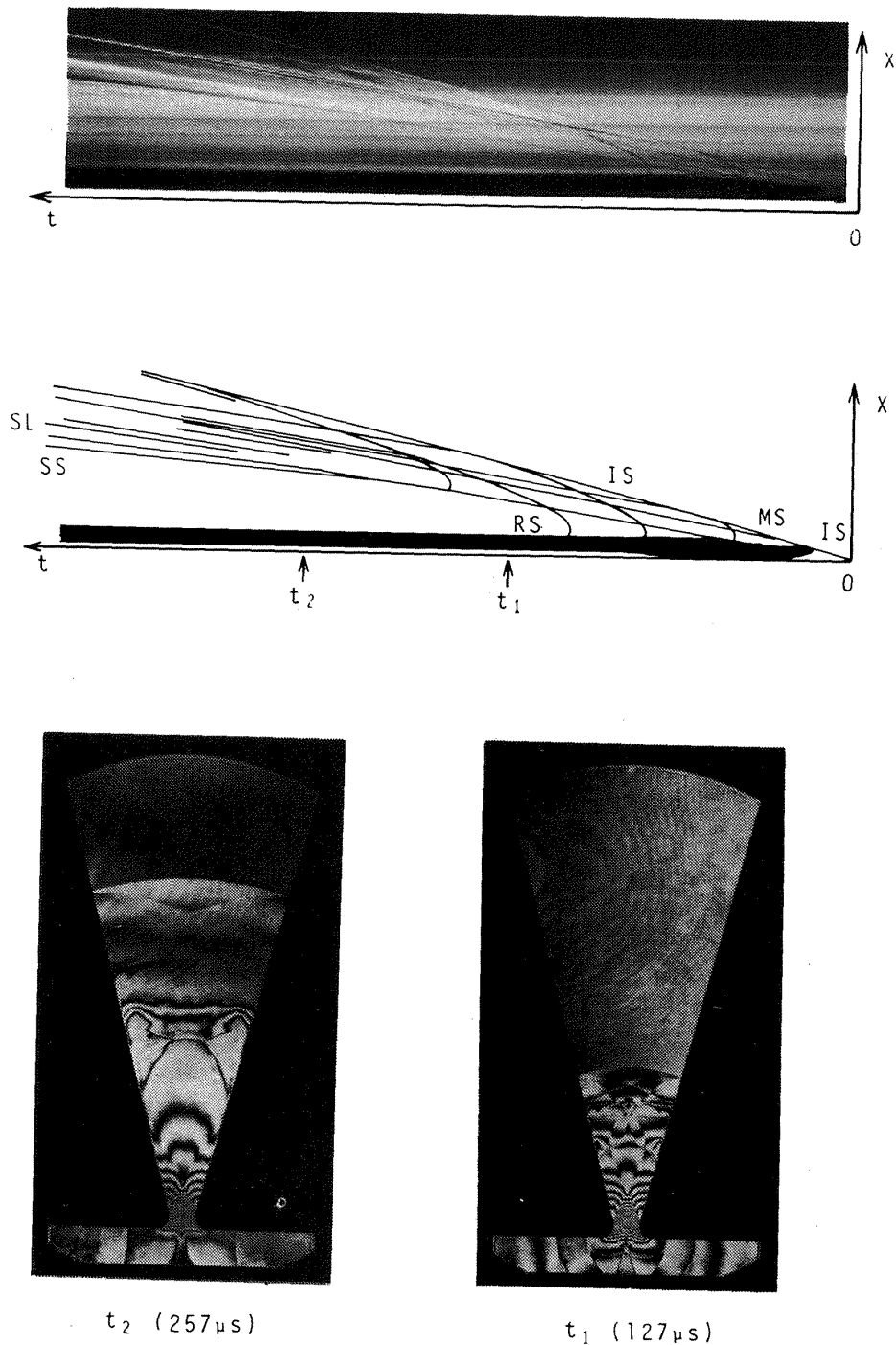


図11 ストリーク写真 モデルA ($M_s = 2.4$)

へ動き中心軸上で交わる。図11でスロートから急にあらわれて入射衝撃波に追いつく波は、この上下に振動する反射衝撃波の交点を示す。また、二次衝撃波はある生成時間を要し、ノズルスロート部の密度変化の著しい部分と、密度変化の穏やかになる境から発生する。二次衝撃波は、非正常な擾乱の集積として現われるから、その発生場所を特定することはできない。入射衝撃波と二次衝撃波の間にある線は、接触不連続面である。ストリーク写真からも入射衝

撃波のノズル内の速度の変化を測定出来る。しかし、その測定精度が悪く誤差は大きい。モデルBのストリーク写真は、図11の例と類似する故にここに省略し結果のみを図12に示す。

4.2 定常流

ノズル性能の議論は通常、定常流れを対象に行われる。

本実験において、定常流れの判定はモデルAの壁

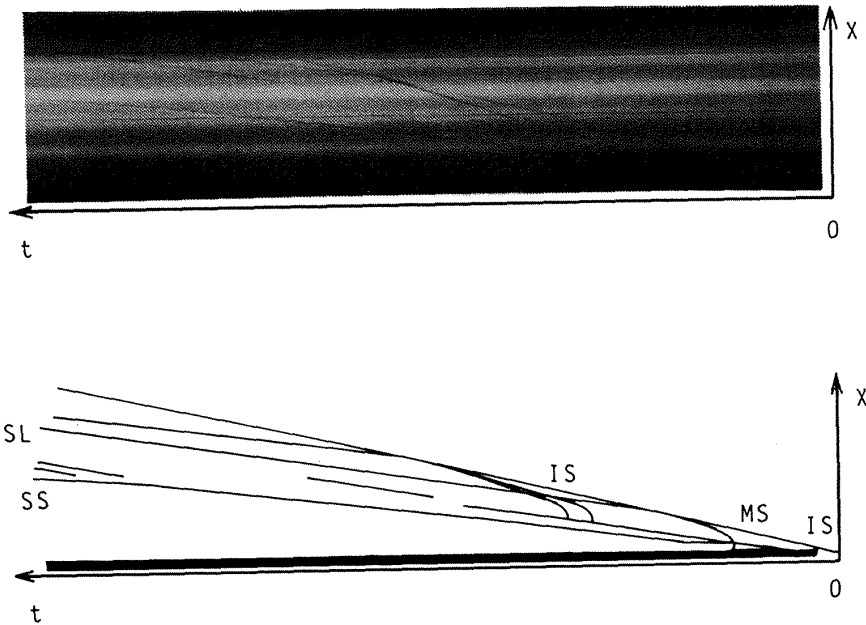


図12 ストリーク写真 モデルB ($M_s=2.4$)

面に取り付けた、2個の圧力変換器の圧力波形より決めた。図13にモデルA, $M_s=2.0$ の圧力波形を示す。圧力変換器はノズル入口から33mm, 壁面に添って80mmの位置にある。上流側の圧力履歴は、入射衝撃波の通過後すぐに一樣になる。それに対して、下流側の圧力履歴は変動し安定な状態は $800\mu s \sim 1200\mu s$ の $400\mu s$ の間だけであり、この間、超音速定常流れが出現すると考えられる。また、その後、壁面付近の斜め衝撃波の後退により再び圧力の上昇がおこる。この原因はノズル入口のよどみ圧の低下によるものである。本実験において下流側の圧力の安定する $800\mu s \sim 1200\mu s$ を定常流れとする。

図14に図13で矢印を付した $900\mu s$ 時の無限干渉

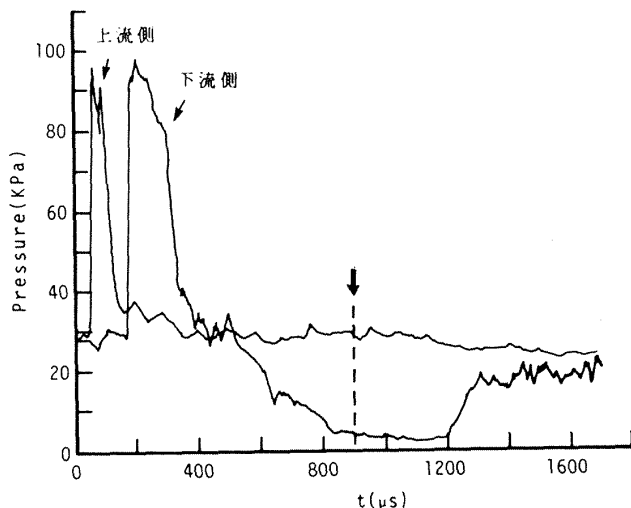


図13 ノズル壁面の圧力履歴 ($M_s=2.0$)

縞写真を示す。矢印のa点とb点が上流側と下流側の圧力測定点である。ノズルスロート部から下流側の圧力測定点までを、等エントロピ流れの仮定より密度を図14から矢印a, b間の縞の飛び、つまり縞次数 N から求める。 N と2点の密度の間には以下の関係がある。

$$|\rho_u - \rho_d| = 5.143 \times 10^{-5} \cdot N \text{ [g/cm}^3\text{]} \quad (5)$$

ここで ρ_u は上流側密度, ρ_d は下流側密度である。式(5)と等エントロピの密度と圧力の関係式から密度を求める。以下に等エントロピの式を示す。

$$\frac{P_u}{P_d} = \left(\frac{\rho_u}{\rho_d} \right)^{\gamma} \quad (6)$$

ここで P_u と P_d は図13から得られる、 $900\mu s$ 時の上流側と下流側の圧力である。図15にこの時のランキン・ユゴニオの関係式から求めたノズル内の密度分布を黒丸で示す。一方 $300\mu s$ のデータより求めた結果を破線で示す。ノズルスロート部付近の定常流れ場において、2つの実験データが良く一致している。

4-2-1 数値計算との比較

本実験において、定常流れ場の干渉縞写真から、ノズル内のマッハ数分布, 密度分布を求め、数値計算との比較を試みた。ロケットノズル内の超音速流

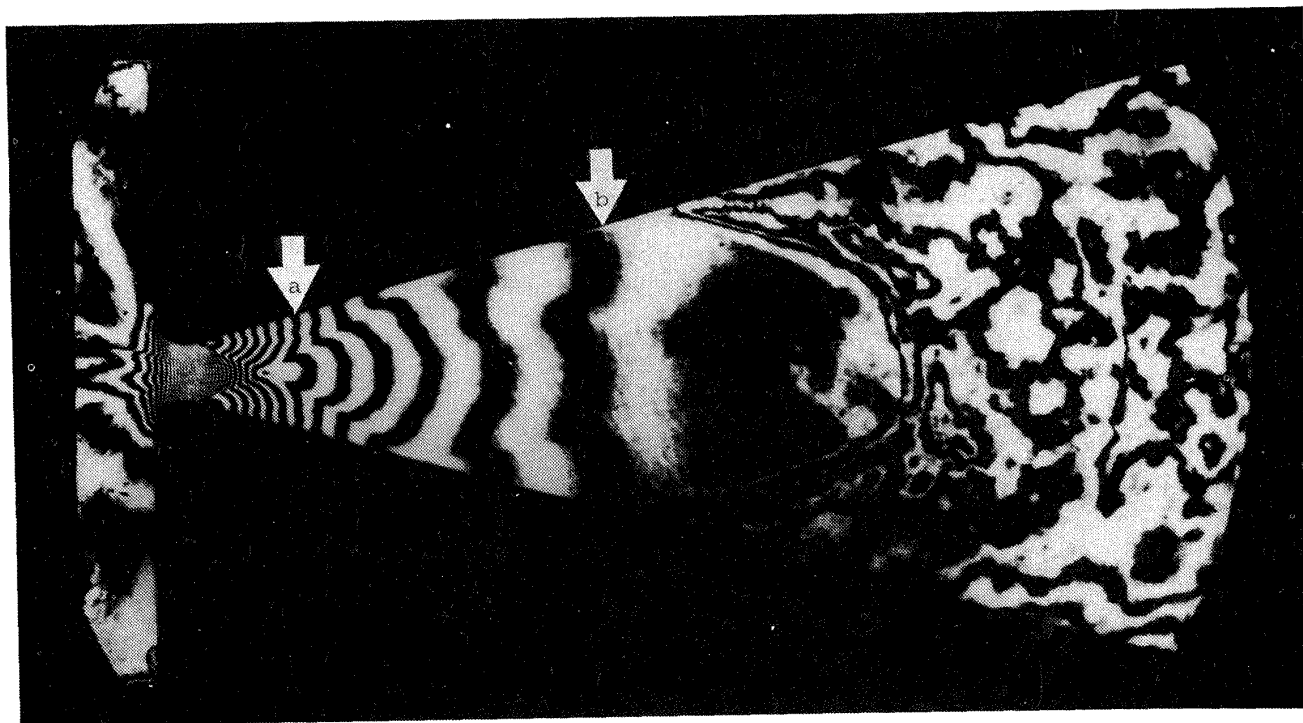


図14 無限干渉縞写真 (900 μs 時)

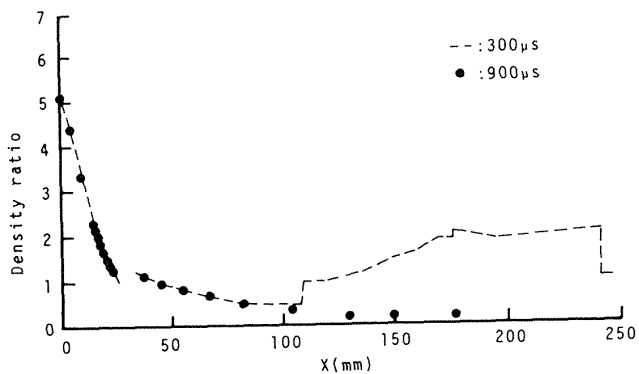


図15 密度比分布の比較 モデルA ($M_s=2.0$)

を解析する手法として、特性曲線法や差分法がある。特に空間マーチングによる衝撃波捕獲差分法は、手法が簡単で効率もよく、しかも衝撃波を容易にとらえることができる。空間マーチングによる衝撃波捕獲差分法を用いて、中橋⁵⁾らは高膨張ロケットノズル内の流れの計算を行っている。本実験ではこの差分法を用いた数値計算と実験結果の比較を行う。

数値計算のパラメータは、ノズル入口に取り付けた圧力変換器の圧力波形から求める。図16にその波形を示す。よども温度は、この圧力より反射衝撃波

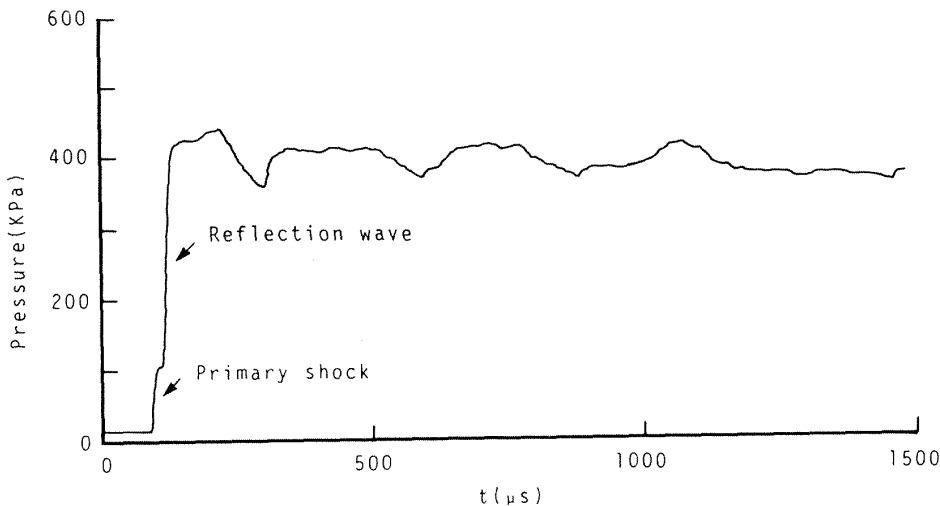


図16 よども点圧力の時間変化

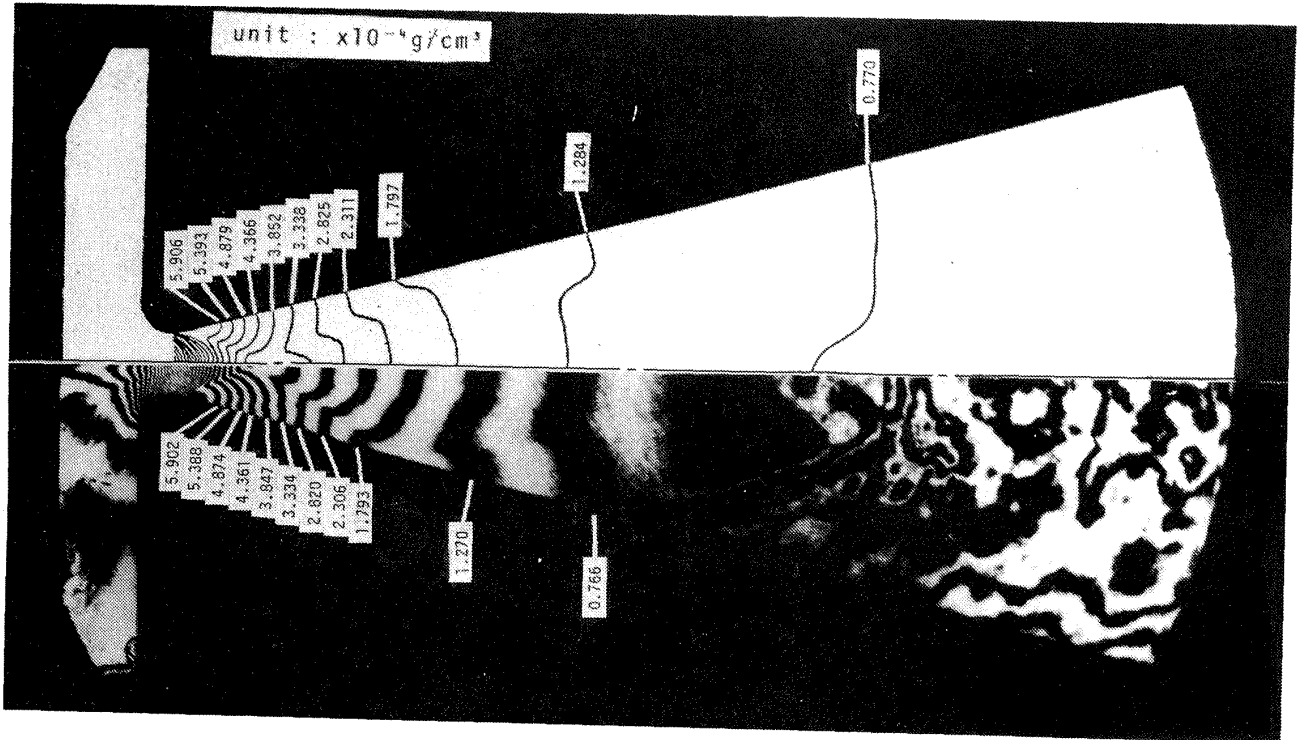


図17 数値計算との比較 モデルA ($M_s = 2.0$)

の関係式から求める。その式を以下に示す。

$$T_5 = \left(\frac{P_5}{P_2} \frac{\alpha + P_5/P_2}{1 + \alpha P_5/P_2} \right) T_2 \quad (7)$$

$$\frac{P_5}{P_2} = \frac{(\alpha + 2) P_2/P_1 - 1}{\alpha + P_2/P_1} \quad (8)$$

ここに $\alpha = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ である。 P_2 , T_2 は式(3)と式(4)で求められる, 入射衝撃波背後の圧力と温度である。数値計算は, 二次元定常非粘性超音速流の仮定の下に行われた。図17に無限干渉縞写真と数値計算から得られたノズル内の等密度線分布を比較する。図18にノズル中心軸上で密度分布の比較を示す。これらの実験データは, モデルA, $M_s = 2.0$, $900 \mu s$ 時のものである。ノズル上流側の定常流れでは, 実験データと数値計算とは良く一致する。ここで, よどみ温度を(7)式で近似したが, 数値計算ではこの温度の変化は密度分布に大きく影響する。従って, よどみ温度の正確な測定が必要となる。用いた数値計算方法はモデルBのようにノズルスロート部に丸みのないノズルに適用できないので, スロート部に便宜的に小さな丸み ($R = 0.9 \text{ mm}$) を付けて計算した。その結果を図19に示す。よどみ圧, よどみ温度は, モデルAと同じである。

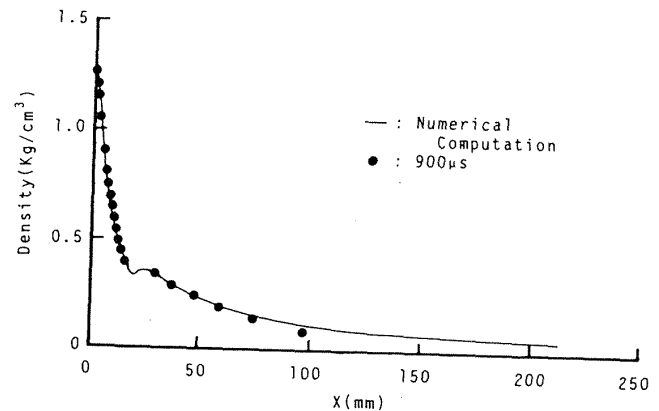


図18 数値計算と実験結果との比較

図20に, 図14の無限干渉縞写真より求めたノズル中心軸上のマッハ数分布と数値計算結果の比較を示す。定常流の存在する範囲では, 実験と数値計算結果は良く一致する。

5. むすび

衝撃波管内の二次元ノズル内の衝撃波伝播を, 二重露光ホログラフィ干渉計法を用いて観察した。干渉縞写真からノズル内の密度分布を求め, 数値計算との比較を行った。また, ストリーク写真を用いて, ノズル内の波の干渉を連続的に観察した。得られた結果を要約すれば

- (1) 衝撃波管と二重露光ホログラフィ干渉計法の

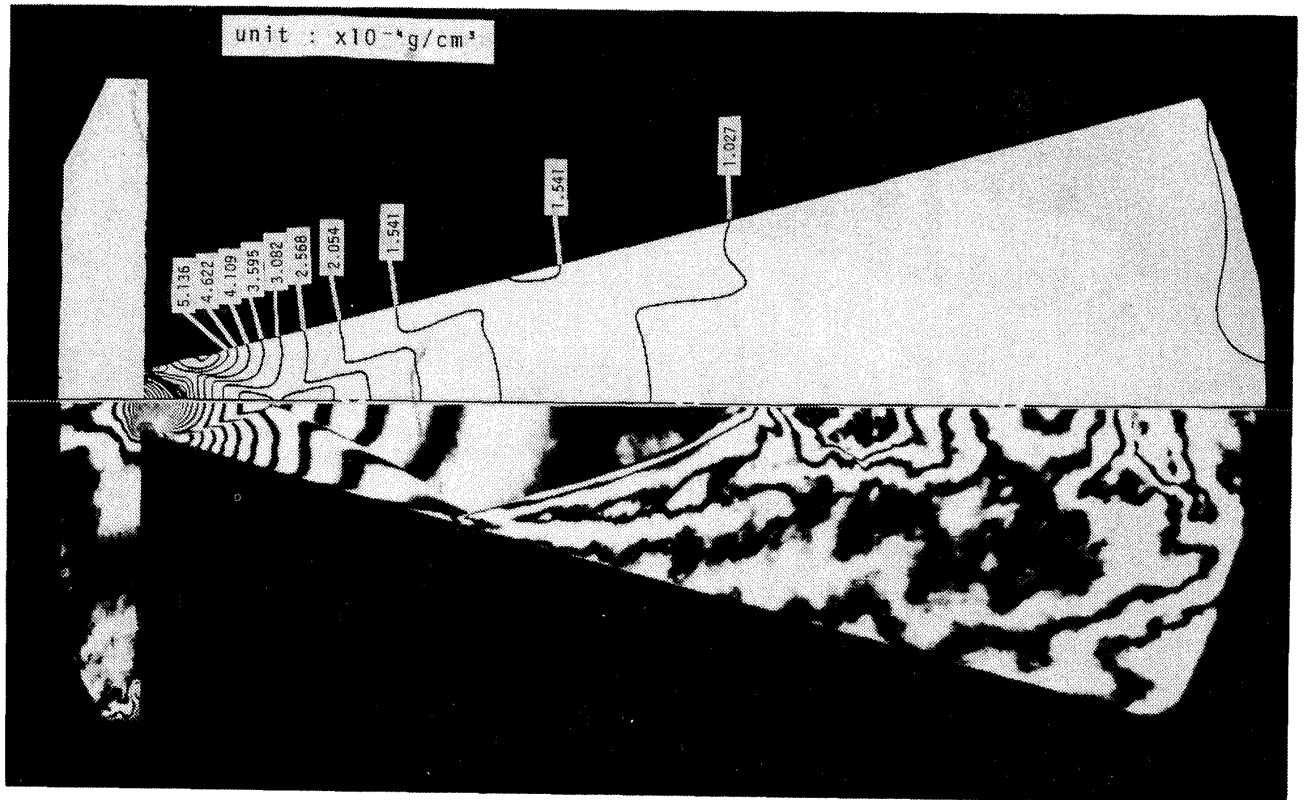


図19 数値計算との比較 モデルB ($M_s = 2.0$)

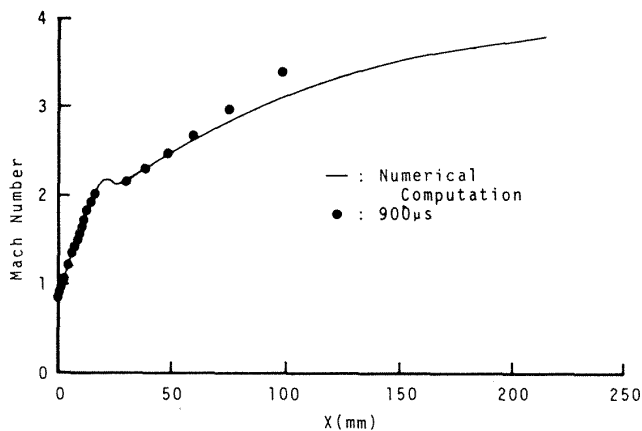


図20 マッハ数分布の比較

組み合わせは、簡単な装置にもかかわらず実験精度や再現性が良く、複雑なノズルの数値計算結果に対する実験的裏付けが簡単に行なえる。

(2) 壁面での圧力測定、さらに干渉計による観察により、ノズルの始動過程が定量的に明らかにされた。

謝 辞

本研究は筆者が国内留学生として東北大学高速力学研究所に留学中に行なったものであり、研修生として受け入れていただき、全般に渡る御指導と御鞭

達をいただいた同研究所の本田睦教授ならびに高山和喜助教授に心より謝意を表す。又、実験には同研究所、小野寺収助手、及び小島英則技官の御協力を、更に、供試モデルの製作には同研究所附属工場の方々に御協力をいただいた事に感謝したい。

本報告をまとめるにあたり、当所角田支所の宮島博研究調整官に有益な助言をいただいたこと、及び、定常流れ場の計算には中橋和博技官のプログラムを使用させていただいたことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 高山和喜, 本田睦, 小野寺収, 河内利英; 曲面を過ぎる衝撃波の反射に関する実験的研究, 高速力学研究所報告 第44巻, 第391 (1980)
- 2) 倉谷健治, 土屋荘次; 衝撃波の化学物理, (1968)
- 3) Amann, H.O.; Über den Startvorgang in einer Düse, Bericht Nr. 10/62 des Ernst-Mach-Institute, Freiburg/Br., Aug. 1962
- 4) Honda, M., Takayama, K., Onodera, O., Kohama, Y.; Motion of Reflected Shock Waves in a Shock Tube, Proc. 10th Intern.

Symp, Shock Tubes (1975) pp. 320-327

ノズル内の流れの計算について, NAL TR-
634(1980)

5) 中橋和博, 毛呂昭夫, 宮島博; 高膨張ロケット

航空宇宙技術研究所報告 855号

昭和60年4月発行

発行所 航空宇宙技術研究所

東京都調布市深大寺東町7丁目44番地1

電話武蔵野三鷹(0422)47-5911(大代表)〒182

印刷所 株式会社 実業公報社

東京都千代田区九段南4-2-12

Printed in Japan